

双色光晶格势阱中玻色-爱因斯坦凝聚体的 Landau-Zener 隧穿行为*

奚玉东 王登龙[†] 余彦超 王凤姣 丁建文

(湘潭大学物理系, 纳米物理与稀土发光研究所, 量子工程与微纳能源技术湖南省普通高等学校重点实验室, 湘潭 411105)

(2009 年 10 月 16 日收到; 2010 年 1 月 19 日收到修改稿)

考虑玻色-爱因斯坦凝聚体局限于周期性的双色光晶格势阱中, 研究其中的 Bloch 能带结构、第一能隙和第二能隙的 Landau-Zener 隧穿行为. 结果表明, 随着双色光晶格势阱的主、次晶格相位差 ϕ 从 0 增加到 π , Bloch 能带中第一能隙宽度逐渐增加, 而第二能隙宽度逐渐减小. 同时发现, 双色光晶格势阱的主、次晶格深度及其相位差对第一能隙和第二能隙的 Landau-Zener 隧穿性质有重要的影响.

关键词: 玻色-爱因斯坦凝聚体, 双色光晶格势阱, Landau-Zener 隧穿

PACC: 0530J, 7450, 4260K

1. 引 言

自 1998 年 Anderson 等^[1]首次将玻色-爱因斯坦凝聚体(BEC)成功囚禁于光晶格势阱以来, BEC 原子在光晶格势阱中的宏观量子隧穿行为一直是人们研究的热点之一^[1-13]. Landau-Zener 隧穿现象是宏观量子隧穿行为的一个重要的分支, 它是发生在不同 Bloch 能带间的基本量子力学过程, 局限于一个能带中的 BEC 原子受激后可通过能隙隧穿到另一能带中或者逃逸出囚禁它的势场^[1, 14, 15]. 研究表明, 当 BEC 原子间的非线性相互作用较弱时, 二能级模型中两个 Bloch 能带间的 Landau-Zener 隧穿行为可作为线性情况来处理^[16]. 此时, 从高能级隧穿到低能级和从低能级隧穿到高能级的两个相反方向上的 Landau-Zener 隧穿率几乎一致^[16]. 目前, 线性二能级间的 Landau-Zener 隧穿理论已经被广泛应用到电流驱动约瑟夫森结^[17, 18]、场驱动超晶格^[19]及加速光晶格势中的原子^[20-22]等物理体系中. 当 BEC 原子间的相互作用增加到一定的强度, 体系中的非线性效应就不能再忽略. 基于非线性二能级模型, Jona 等^[16]发现随着非线性相互作用的增强, BEC 原子从 Bloch 能带中基态能级到第一激发态能

级间的 Landau-Zener 隧穿率逐渐增加, 而从第一激发态能级隧穿到基态能级的 Landau-Zener 隧穿率则一直减小. 与线性情况下外力为零隧穿率亦为零的结果相比较, 吴飙等^[23]证实当 BEC 原子间非线性相互作用强度大于某一临界值时, 即使不受外力作用, 两能级间的 Landau-Zener 隧穿率也不为零, 原因是非线性较强时能级中出现了线圈(loop)结构. 这些研究结果说明, 局限于单色光晶格势阱中 BEC 的 Landau-Zener 隧穿理论已基本趋于成熟. 最近, 实验上已成功将超冷玻色子装载于双色光晶格势阱中^[24]. 双色光晶格势阱由两对激光束干涉而成, 第一对激光束的波长与第二对激光束的波长不同, 但两对激光束的强度均可以从弱到强进行调节^[25]. 通过调节双色光晶格势阱的不同物理参数, 必然促使体系的能带结构发生改变, 进而影响 BEC 原子在不同 Bloch 能带间的 Landau-Zener 隧穿等重要物理性质^[25]. 本文研究囚禁于双色光晶格势阱中 BEC 原子在不同 Bloch 能带间的 Landau-Zener 隧穿行为. 结果表明, BEC 原子在第一能隙(基态能级和第一激发态能级之间)的 Landau-Zener 隧穿行为完全不同于第二能隙(第一激发态能级和第二激发态能带之间)的 Landau-Zener 隧穿行为. 并且发现双色光晶格势阱的主、次晶格深度及其相位差对原子穿过

* 国家自然科学基金(批准号:10674113)、教育部新世纪优秀人才支持计划(批准号:NCET-06-0707)、全国优秀博士学位论文作者专项基金(批准号:200726)和量子工程与微纳能源技术湖南省普通高等学校重点实验室基金资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: dlwang@xtu.edu.cn

第一能隙和第二能隙的 Landau-Zener 隧穿性质有重要的影响.

2. 理论模型

平均场近似理论中以加速的双色光晶格势阱为参考系, 局限于其中的一维 BEC 的动力学行为可由下列含时的 Gross-Pitaevskii (GP) 方程描述^[16,26,27]:

$$i\hbar \frac{\partial \psi(X, T)}{\partial T} = \frac{1}{2m} \left(-i\hbar \frac{\partial}{\partial X} - ma_L T \right)^2 \psi + v(X)\psi + g|\psi|^2\psi. \quad (1)$$

这里 $\psi(X, T)$ 为 BEC 的序参量; $g = 4\pi\hbar^2 a_s/m$ 为原子之间的相互作用强度, 其中 m 和 a_s 分别是凝聚体中原子的质量和 s 波散射长度; a_L 为双色光晶格势阱 $v(X)$ 所具有的加速度; 双色光晶格势阱 $v(X)$ 可选为

$$v(X) = \frac{v_1}{2} \cos(2k_L X) + \frac{v_2}{2} \cos(4k_L X + \phi) \quad (v_1 \geq v_2), \quad (2)$$

其中 v_1 和 v_2 分别为双色光晶格势阱中主晶格深度和次晶格的深度, k_L 是激光的波数, ϕ 为主、次晶格间的相位差.

为了方便表述, 引入无量纲参数

$$x = 2k_L X, \\ t = 8E_r T/\hbar,$$

其中 $E_r = \hbar^2 k_L^2/(2m)$ 为反冲能 (recoil energy). 然后进行下列参数变换:

$$\Psi = \psi / \sqrt{n_0} \\ V_1 = v_1/(8E_r), \\ V_2 = v_2/(8E_r), \\ a = ma_L/(16E_r k_L), \\ c = \pi a_s n_0/k_L^2,$$

其中 n_0 为原子数密度. 经变换后得到一维无量纲 GP 方程

$$i \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \frac{1}{2} \left(-i \frac{\partial}{\partial x} - at \right)^2 \Psi + V(x)\Psi + c|\Psi|^2\Psi, \quad (3)$$

其中双色光晶格势阱化为

$$V = \frac{V_1}{2} \cos(x) + \frac{V_2}{2} \cos(2x + \phi). \quad (4)$$

从方程(4)可以看出, 双色光晶格势阱的周期为 2π . 由于对称性, 图 1 仅示出主晶格深度 $V_1 = 0.5$

和次晶格深度 $V_2 = 0.2$ 时相位差 ϕ 分别为 $0, \pi/2$ 和 π 情况下双色光晶格势阱的几何结构. 当相位差 $\phi = 0$ 时, 晶格势的几何结构呈现出周期性排列的峰. 这是由于主晶格与次晶格同相位, 且主晶格的周期是次晶格周期的 2 倍, 因此峰与峰之间的波谷处呈现一较小的由次晶格所产生的凸出的双势阱结构, 如图 1(a) 所示. 当 $\phi = \pi/2$ 时其晶格空间结构为锯齿状, 如图 1(b) 所示. 而当 $\phi = \pi$ 时晶格的空间排列为涟漪状的周期势几何结构, 涟漪的中心处 (光晶格的峰) 存在一个由次晶格所导致的较小凹陷的双势垒结构, 如图 1(c) 所示. 由此得出, 次晶格对单色光晶格势的几何结构有一定的调制效应.

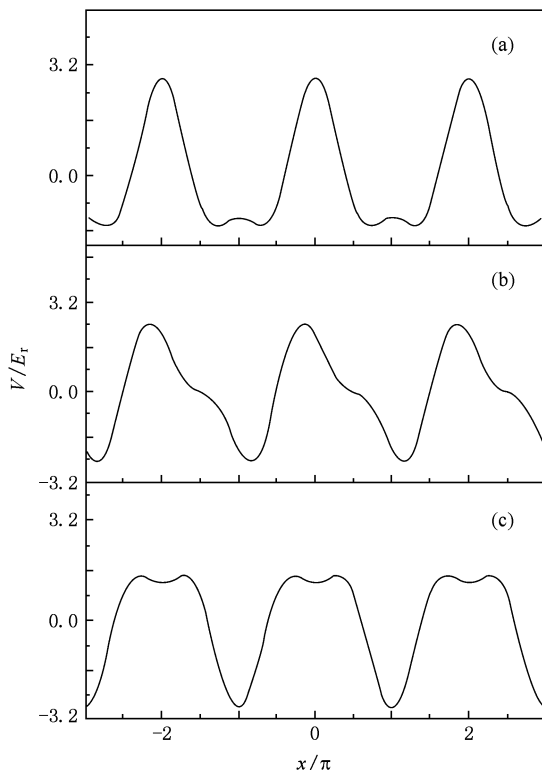


图 1 主、次晶格的相位差 ϕ 为不同值时双色光晶格势阱的几何结构 $V_1 = 0.5, V_2 = 0.2$. (a) $\phi = 0$, (b) $\phi = \pi/2$, (c) $\phi = \pi$

3. Bloch 能带结构

迄今为止, 实验上只能观察到稀薄原子中的凝聚体. 当 BEC 相当稀薄时, 其原子密度比较小, 即原子之间的相互作用相当弱. 在弱非线性的情况下, 可认为 c 是一个相当小的参数, 从而无量纲 GP 方程(3)可化为

$$i \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \frac{1}{2} \left(-i \frac{\partial}{\partial x} - at \right)^2 \Psi + \left[\frac{V_1}{2} \cos(x) + \frac{V_2}{2} \cos(2x + \phi) \right] \Psi. \quad (5)$$

仅考虑双色光晶格势阱中 BEC 的能带结构时,可令方程(5)中的 $a = 0$. 然后分离变量,并设 $\Psi(x, t) = \Phi(x) \exp(-iEt)$, 代入方程(5)可得

$$-\frac{1}{2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \left[\frac{V_1}{2} \cos(x) + \frac{V_2}{2} \cos(2x + \phi) \right] \Phi = E \Phi(x), \quad (6)$$

其中 E 为无量纲能量. 随后,利用平面波方法,双色光晶格势阱的能带结构可通过求解下列本征值方程得到:

$$M c_l^q = E_q^{(n)} c_l^q, \quad (7)$$

其中 n 和 q 分别是能带指标和准动量, M 为耦合矩阵,其矩阵元为 $M_{jj} = (l + q)^2/2$, $M_{j,j+1} = M_{j+1,j}^* = V_1/4$ 和 $M_{j,j+2} = M_{j+2,j}^* = V_2/[4\exp(i\phi)]$. 在第一布里渊区内无量纲的准动量 q 的取值是 $(-1/2, 1/2]$, 本征能量 $E_q^{(n)}$ 所对应的本征态为 $|m, q\rangle = \sum_l c_l^q \exp(ilx)$. 通过对耦合矩阵 M 对角化,就可以

获得其能量本征值. 我们得到晶格势深度 $V_1 = 0.5$, $V_2 = 0.2$ 时囚禁于双色光晶格势阱中 BEC 的 Bloch 能带结构,结果如图 2 所示. 从图 2 可以看出:相位差 $\phi = 0$ 时,在第一布里渊区边界处 ($q = \pm \frac{1}{2}$) 的

第一能隙宽度为 0.22,在第一布里渊区中心处 ($q = 0$) 第二能隙宽度为 0.15,如图 2(a) 所示. 当相位差 $\phi = \pi/2$ 时,第一能隙宽度为 0.25,第二能隙宽度为 0.06,如图 2(b) 所示. 对于相位差 $\phi = \pi$ 的情况,第一能隙宽度是 0.27,第二能隙宽度是 0.03,如图 2(c) 所示. 由此可见,随着双色光晶格势阱的相位差 ϕ 从 0 增加到 π , Bloch 能带中第一能隙宽度逐渐增加,而第二能隙宽度逐渐减小. 此外,从图 2 中还可以发现,在第一布里渊区边界处的第三能隙 (第二激发态与第三激发态能带之间) 宽度和第一布里渊区中心处的第四能隙 (第三激发态能带与第四激发态能带之间) 宽度几乎为零. 当原子从第一激发态能带隧穿到第二激发态能带上以后,只要受到微小外力作用就有可能逃逸出双色光晶格势阱,形成自由原子. 因此,下面仅讨论 BEC 原子穿过第一能隙和第二能隙的 Landau-Zener 隧穿行为.

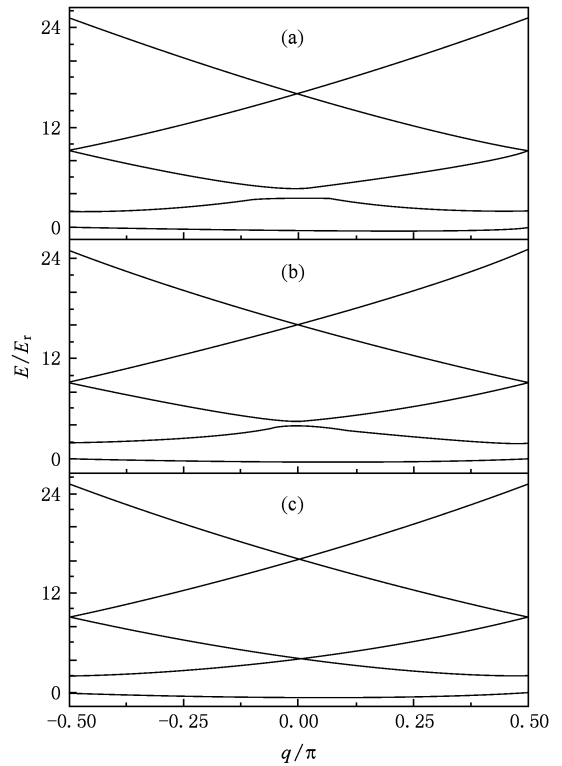


图 2 主、次晶格的相位差 ϕ 为不同值时双色光晶格势阱中 BEC 的 Bloch 能带结构 $V_1 = 0.5, V_2 = 0.2$. (a) $\phi = 0$, (b) $\phi = \pi/2$, (c) $\phi = \pi$

4. 能隙的 Landau-Zener 隧穿行为

能隙宽度的变化直接影响 BEC 原子在 Bloch 能带间的 Landau-Zener 隧穿行为. 在此讨论双色光晶格外势阱中主晶格深度 V_1 、次晶格深度 V_2 及相位差 ϕ 对 BEC 原子通过第一能隙和第二能隙的 Landau-Zener 隧穿的影响.

正如文献[28,29]中推导外场作用下晶体中电子在价带与导带间的隧穿率的方法,我们推导出局限于加速度为 a 的双色光晶格势阱中 BEC 原子在不同 Bloch 能带间的 Landau-Zener 隧穿率为

$$P_{LZ} = \exp(-a_c/a), \quad (8)$$

其中 $a_c = \pi\Delta^2/(4K)$ 为临界加速度, $K = n/2$ 为第 n 个能隙的布拉格散射波数, Δ 为相应能隙宽度.

4.1. 第二能隙的 Landau-Zener 隧穿

首先,通过平面波方法数值模拟双色光晶格势阱中 BEC 的 Bloch 能带结构,然后从能带图中得出在第一布里渊区中心处第二能隙的宽度 Δ , 最后通

过 Landau-Zener 隧穿率表达式(8)计算出 BEC 原子通过第二能隙的 Landau-Zener 隧穿率,即处于第一激发态能级中的 BEC 原子受外力作用在第一布里渊区中心处($q = 0$)克服第二能隙而隧穿到第二激发态能级的隧穿率.

由于双色光晶格势阱的周期为 2π ,我们计算了在 $0-2\pi$ 范围内的相位差 ϕ 对第二能隙的 Landau-Zener 隧穿率的影响,结果如图 3 所示.从图 3 可以看到:相位差 ϕ 从 0 增加到 π 的过程中, Landau-Zener 隧穿率从 0.44 逐渐增加到 0.99.而 ϕ 从 π 增加到 2π 的过程中,隧穿率则从 0.99 逐渐减小到 0.44.这说明随着双色光晶格势阱中相位差的增加, Landau-Zener 隧穿率呈现出对称的先增加后减小的趋势,在 $\phi = \pi$ 处存在一极大值.这主要是因为局限于主、次晶格深度不变的双色光晶格势阱内 BEC 的 Bloch 能带中第二能隙宽度随相位差的增大(从 0 增加至 2π)表现出先减小后增加的趋势所引起的.由于相位差 $\phi = 0$ 或 π 时,第二能隙中的 Landau-Zener 隧穿率为极小值或极大值,所以我们下面仅研究 $\phi = 0$ 和 π 情况下 Landau-Zener 隧穿率随主、次晶格深度的变化.

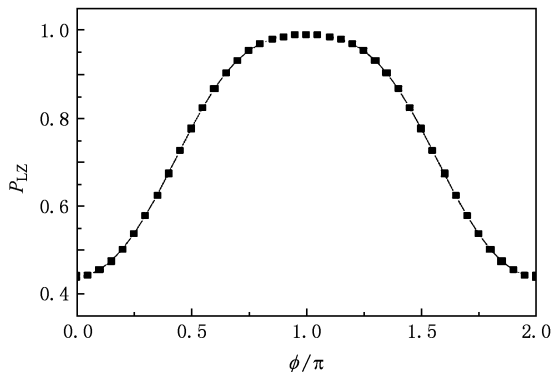


图 3 第二能隙的 Landau-Zener 隧穿率随双色光晶格势阱中相位差 ϕ 的变化 $V_1 = 0.5, V_2 = 0.1, a = 0.01$

通过计算得到 Landau-Zener 隧穿率随双色光晶格势阱中主晶格深度 V_1 的变化,结果如图 4 所示.从图 4 可以看出:当相位差 $\phi = 0$ 时,随着 V_1 从 0.3 增加到 1.0,第二能隙的 Landau-Zener 隧穿率逐渐减小.而对于 $\phi = \pi$, V_1 从 0.3 增加到 0.45,隧穿率从 0.94 逐渐增大到 0.99;当 V_1 从 0.45 进一步增加到 1.0 时,隧穿率则从 0.99 逐渐减小至 0.17.由于相位差 $\phi = \pi$ 时,第二能隙宽度随 V_1 的增加表现为先减后增,且在 $V_1 = 0.45$ 处达到极小值^[25],因此随

着 V_1 的增加, Landau-Zener 隧穿率先增加后减小,且在 $V_1 = 0.45$ 处存在极大值.这一计算结果与 Salger 等^[25]所得到的实验现象相符合.

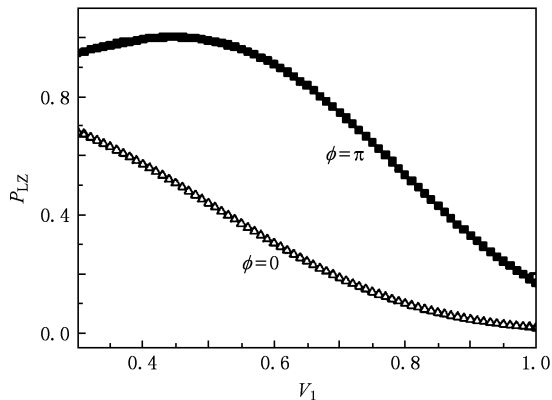


图 4 第二能隙的 Landau-Zener 隧穿率随双色光晶格势阱中主晶格深度 V_1 的变化 $V_2 = 0.1, a = 0.01$

随后,研究了 Landau-Zener 隧穿率随双色光晶格势阱中次晶格深度 V_2 的变化,结果如图 5 所示.从图 5 可以发现: $\phi = 0$ 时,随着 V_2 从 0 增加到 0.5 时,第二能隙中 Landau-Zener 隧穿率从 0.78 逐渐减小至 0.而当 $\phi = \pi$ 时,其曲线与 Landau-Zener 隧穿率随 V_1 的变化曲线(图 4)类似,也就是随着 V_2 的增加, Landau-Zener 隧穿率先增大后减小,并存在一极大值.

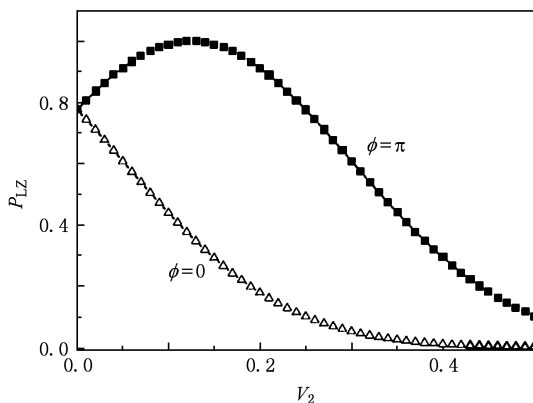


图 5 第二能隙的 Landau-Zener 隧穿率随双色光晶格势阱中次晶格深度 V_2 的变化 $V_1 = 0.5, a = 0.01$

4.2. 第一能隙的 Landau-Zener 隧穿

我们利用类似的方法研究 BEC 原子通过第一布里渊区边界处第一能隙的 Landau-Zener 隧穿率.

图 6 给出了第一能隙的 Landau-Zener 隧穿率随双色光晶格势阱中相位差 ϕ ($0-2\pi$ 范围)的变化.

从图 6 可以发现:当相位差 ϕ 从 0 增加到 π 时, Landau-Zener 隧穿率从 0.226 逐渐减小至 0.193. 当 ϕ 从 π 进一步增加到 2π 的过程中,隧穿率则从 0.193 逐渐增加到 0.226. 这些结果表明,第一能隙中 Landau-Zener 隧穿率随着相位差的增加表现为对称的先减小后增大的趋势,在 $\phi = \pi$ 处存在一极小值. 这主要是因为局限于主、次晶格深度不变的双色光晶格势阱内 BEC 的 Bloch 能带结构中第一能隙宽度随着相位差的增加表现为先增加后减小的趋势所引起的. 由此可见,随着 ϕ 的增加,第一能隙的 Landau-Zener 隧穿率表现出与第二能隙刚好相反的变化趋势.

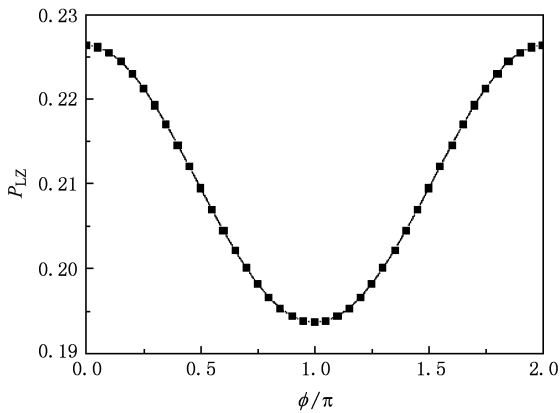


图 6 第一能隙的 Landau-Zener 隧穿率随双色光晶格势阱中相位差 ϕ 的变化 $V_1 = 0.2$, $V_2 = 0.05$, $a = 0.01$

双色光晶格势阱中主晶格深度 V_1 对第一能隙的 Landau-Zener 隧穿率的影响如图 7 所示. 从图 7 可以看出:无论是相位差为 0 还是 π ,随着 V_1 的增加, Landau-Zener 隧穿率均逐渐减小. 这可能是由于相位差 $\phi = 0$ (即主、次晶格同相位) 情况下,保持次晶格深度 V_2 不变时,增加主晶格深度 V_1 会促使双色光晶格势阱的峰与峰间的双势阱中央(如图 1(a) 中的 $x = 1$ 点所对应的凸出结构)高度下降而导致双色光晶格势阱变深,玻色子被束缚得更紧,造成了 Landau-Zener 隧穿率的减少. 而对于相位差 $\phi = \pi$,增加 V_1 会造成双色光晶格势阱的峰处的双势垒高度增加(如图 1(c) 中的 $x = 0$ 处),同样玻色子被束缚得更紧一些,从而减少了 BEC 原子通过第一能隙的 Landau-Zener 隧穿率.

图 8 给出了第一能隙的 Landau-Zener 隧穿率随双色光晶格势阱中次晶格深度 V_2 的变化. 在 V_2 从 0 增大至 0.10 的过程中,相位差为 $\phi = 0$ 时的 Landau-Zener 隧穿率从 0.21 增加至 0.25,而 $\phi = \pi$

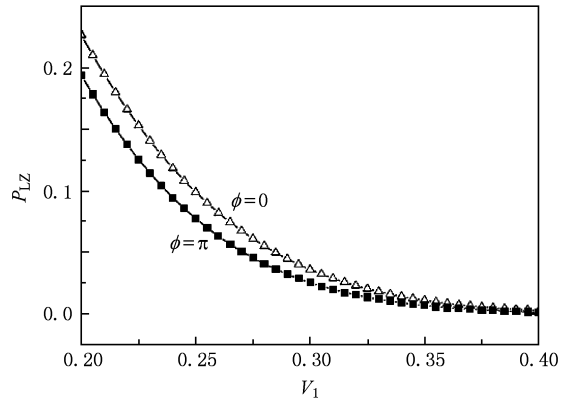


图 7 第一能隙的 Landau-Zener 隧穿率随双色光晶格势阱中主晶格深度 V_1 的变化 $V_2 = 0.05$, $a = 0.01$

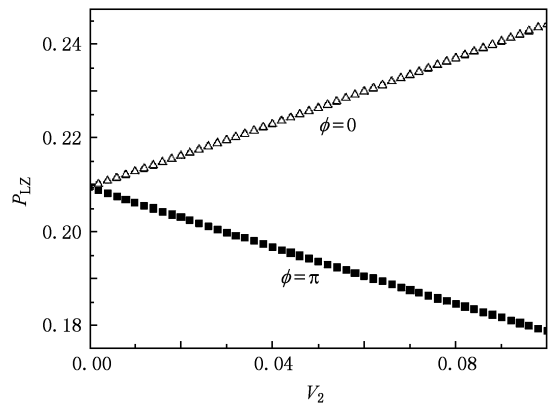


图 8 第一能隙的 Landau-Zener 隧穿率随双色光晶格势阱中次晶格深度 V_2 的变化 $V_1 = 0.2$, $a = 0.01$

时的隧穿率则从 0.21 逐渐减少到 0.18. 这可能是由于当相位差 $\phi = 0$ 时,增加次晶格深度造成双色光晶格势阱的峰与峰之间波谷处的双势阱中央(如图 1(a) 中 $x = 1$ 点所对应的凸出结构)高度增加,从而导致双色光晶格势阱变浅,玻色子就容易隧穿出去,从而使其隧穿率增加. 而对于 $\phi = \pi$,增加 V_2 会造成双色光晶格势阱中波谷位置下降,使原子局域于更深的双色光晶格势阱中,从而降低了原子从基态能带隧穿到第一激发态能带的概率.

5. 结 论

本文利用平面波方法结合数值模拟研究了双色光晶格势阱中 BEC 的 Bloch 能带结构. 结果发现,随着双色光晶格势阱的相位差 ϕ 从 0 增加到 π , Bloch 能带中第一能隙宽度逐渐增加,而第二能隙

宽度逐渐减小. 同时研究了双色光晶格势阱的主、次晶格深度及其相位差对第一能隙和第二能隙的 Landau-Zener 隧穿性质的影响. 结果表明, 对于第二能隙而言, 增加双色光晶格势阱的相位差可使 Landau-Zener 隧穿率呈现对称的先增加后减小的趋势, 增加主晶格深度 ($\phi = \pi$ 时) 可使 Landau-Zener 隧穿率反常增加至一极大值然后减小. 这些计算结果与 Salger 等^[25] 所得到的实验现象完全相符. 此外还发现, 增加次晶格深度 ($\phi = \pi$ 时), 原子的

Landau-Zener 隧穿率也表现出先增加后减小的趋势. 当主、次晶格同相位 (即 $\phi = 0$) 时, 随着主、次晶格深度的增加, 第二能隙的 Landau-Zener 隧穿率均减小. 对于第一能隙, 随着双色光晶格外部势阱的相位差增加时, Landau-Zener 隧穿率呈现对称的先减小后增加的趋势. 随着主晶格深度的增加, Landau-Zener 隧穿率均减小. 随着次晶格深度的增加, $\phi = \pi$ 时的 Landau-Zener 隧穿率减小, 但 $\phi = 0$ 时的隧穿率反而增加.

- [1] Anderson B P, Kasevich M A 1998 *Science* **282** 1686
- [2] Cataliotti F S, Burger S, Fort C, Maddaloni P, Minardi F, Trombettoni A, Smerzi A, Inguscio M 2001 *Science* **293** 843
- [3] Liu W M, Fan W B, Zheng W M, Liang J Q, Chui S T 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 170408
- [4] Fang Y C, Yang Z A 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 7438 (in Chinese) [房永翠、杨志安 2008 物理学报 **57** 7438]
- [5] Li Z D, Li Q Y, Hu X H, Zheng Z X, Sun Y B 2007 *Ann. Phys. (New York)* **322** 2545
- [6] Ji A C, Sun Q, Xie X C, Liu W M 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 023602
- [7] Wang S, Yang Z A 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 729 (in Chinese) [王 沙、杨志安 2009 物理学报 **58** 729]
- [8] Wang S, Yang Z A 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 3699 (in Chinese) [王 沙、杨志安 2009 物理学报 **58** 3699]
- [9] Li Z D, Li Q Y 2007 *Ann. Phys. (New York)* **322** 1961
- [10] Wang G F, Liu B, Fu L B, Zhao H 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 3733 (in Chinese) [王冠芳、刘 彬、傅立斌、赵 鸿 2007 物理学报 **56** 3733]
- [11] Xiong B, Liu X X 2007 *Chin. Phys.* **16** 2578
- [12] Qi R, Yu X L, Li Z B, Liu W M 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 185301
- [13] Li Q Y, Li Z D, Wang S X, Song W W, Fu G S 2009 *Opt. Commun.* **282** 1676
- [14] Morsch O, Müller J H, Cristiani M, Ciampini D, Arimondo E 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 140402
- [15] Cristiani M, Morsch O, Müller J H, Ciampini D, Arimondo E 2002 *Phys. Rev. A* **65** 063612
- [16] Jona L M, Morsch O, Cristiani M, Malossi N, Müller J H, Courtade E, Anderlini M, Arimondo E 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 230406
- [17] Raghavan S, Smerzi A, Fantoni S, Shenoy S R 1999 *Phys. Rev. A* **59** 620
- [18] Mullen K, Ben-Jacob E, Schuss Z 1988 *Phys. Rev. Lett.* **60** 1097
- [19] Sibille A, Palmier J F, Laruelle F 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 4506
- [20] Bharucha C F, Madison K W, Morrow P R, Wilkinson S R, Sundaram B, Raizen M G 1997 *Phys. Rev. A* **55** 857
- [21] Madison K W, Bharucha C F, Morrow P R, Wilkinson S R, Niu Q, Sundaram B, Raizen M G 1997 *Appl. Phys. B* **65** 693
- [22] Niu Q, Zhao X G, Georgakis G A, Raizen M G 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 4504
- [23] Wu B, Niu Q 2003 *New J. Phys.* **5** 104
- [24] Ritt G, Geckeler C, Salger T, Cennini G, Weitz M 2006 *Phys. Rev. A* **74** 063622
- [25] Salger T, Geckeler C, Kling S, Weitz M 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 190405
- [26] Wu B, Niu Q 2000 *Phys. Rev. A* **61** 023402
- [27] Wei X F, Tang R A, Yong W M, Xue J K 2008 *Chin. Phys. Lett.* **25** 1564
- [28] Zener C 1934 *Proc. R. Soc. London A* **145** 523
- [29] Landau L D 1932 *Phys. Z. Sowjetunion* **2** 46

Landau-Zener tunneling behaviors of Bose-Einstein condensates in a dichromatic optical lattice^{*}

Xi Yu-Dong Wang Deng-Long[†] She Yan-Chao Wang Feng-Jiao Ding Jian-Wen

(*Institute for Nanophysics and Rare-Earth Luminescence, Key Laboratory of Quantum Engineering and Micro-Nano Energy Technology of the Education Bureau of Hunan Province, Department of Physics, Xiangtan University, Xiangtan 411105, China*)

(Received 16 October 2009; revised manuscript received 19 January 2010)

Abstract

With considering Bose-Einstein condensates to be confined in a periodic dichromatic optical lattice, Bloch energy band structure and Landau-Zener tunneling behaviors of the first and second band gaps are studied in this paper. It is shown that when the relative phase between the two lattices increases from 0 to π , the width of the first band gap in the Bloch energy band increases, while the width of the second band gap decreases. Meanwhile, it is found that the depth and the relative phase between the two lattices have both an important effect on Landau-Zener tunneling properties.

Keywords: Bose-Einstein condensates, dichromatic optical lattice, Landau-Zener tunneling

PACC: 0530J, 7450, 4260K

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10674113), the Program of the New Century Excellent Talents in University of Ministry of Education, China (Grant No. NCET-06-0707), the Foundation for the Author of National Excellent Doctoral Dissertation of China (Grant No. 200726) and the Foundation of Key Laboratory of Quantum Engineering and Micro-Nano Energy Technology of the Education Bureau of Hunan Province, China.

[†] Corresponding author. E-mail: dlwang@xtu.edu.cn